

第5章 ニュートリノ・ビームによる核破碎

超高エネルギーのニュートリノ・ビームを 用いた核兵器バスターについて

平成 22 年 1 月

羽倉 洋行 ((株)ケーシーエス) 加藤 潔 (工学院大学)

1. はじめに
2. 超高エネルギー領域でのニュートリノの相互作用
 - 2.1. クォークレベルでのニュートリノ深非弾性散乱断面積
 - 2.2. ニュートリノ-核子深非弾性散乱における QCD 効果
 - 2.3. ニュートリノ-原子核深非弾性散乱における原子核効果
3. 核兵器バスターの現象論と数値計算
 - 3.1. 物理的過程の分類
 - 3.2. 計算機シミュレーションの結果
4. まとめと展望

1. はじめに

「核なき世界」を提唱したオバマ大統領が 2009 年度のノーベル平和賞を受賞した事は記憶に新しいが、核兵器の廃絶を目的とする運動は、これまでも様々な形で何十年にもわたって行われてきた。広島や長崎の被爆者達の切実な声に耳を傾け、核兵器廃絶を心の底より願う人々が世界規模で増加しているのは事実であろう。実際、広島と長崎の原爆資料館では、日本人のみならず多くの外国人が熱心に展示物に見入っている光景が日常的に見受けられるようになった。核兵器の廃絶を目指す運動は、今後も多くの人々の手によって継承され、世界中に共感の輪を広げていく事は間違いない。

一方、国際社会に目を向けると、核拡散防止条約（NPT）や包括的核実験禁止条約（CTBT）が存在するにも関わらず核兵器保有国あるいは保有する疑いのある国の数は一向に減らない。また、開発者の手による原爆設計の教科書[1]も容易に入手でき、核兵器の基本的構造はもはや軍事機密ですらなくなっている。さらに悪いことに、パキスタンのカーン博士により築き上げられた核兵器の闇市場の存在も知られており、その顧客リストの中にはテロ組織の名前も挙がっている[2]。これは、テロリストであっても資金力さえあれば核兵器の入手が可能であることを意味する。核兵器の保有には莫大な資金を要するし、大きなリスクを負うことにもなる。そもそも何故そうまでして核兵器の保有を競うのか？その理由は「核兵器を持ったもの勝ち」という根強い優越感および自己防衛本能といった心理的なものにあると考えられる。

そこで、全く逆転の発想として「核兵器を持ったものが負け」という意識に変えることができれば、非常に効果的な核拡散防止になると期待される。そのような意識の変革を目指す理論的な提案として「核兵器バスター」という技術が菅原寛孝理事らの論文により提唱された[3]。この提案の基本的発想は「超高エネルギーニュートリノと核分裂性物質との相互作用が発熱を伴う遮蔽不可能な現象である事を利用して、地球上の任意の場所にある核兵器を無力化する」というものである。この技術では巨大ミュー粒子加速器により超高エネルギーのニュートリノを生成し、それを標的となる核兵器に高精度で照射する事を前提とする。その物理的な側面に目を向けると、次の三つの現象から成っている：

- ① 核分裂系(遮蔽物質+核兵器)中での超高エネルギーニュートリノの深非弾性散乱現象
- ② この深非弾性散乱で放出されるハドロンと体系中の原子核との散乱・衝突現象
- ③ さらに二次的・副次的な核反応で生じた粒子群の体系中での輸送・発熱現象

これらの現象は、①が素粒子物理学、②が原子核物理学、③が中性子物理学でそれぞれ扱われる領域である。巨大ミュー粒子加速器を利用してこれらの現象を人工的に引き起こし、核兵器を無力化する技術が、我々が提唱する核兵器バスターである。

上記の三分野にまたがる現象は非常に多岐にわたるものであるために、一足飛びに答えを得ることは不可能であって、研究を段階的に進めていく必要がある。ここでは、我々がこれまでに取り組んできた、現段階で得られている核兵器バスターの理論計算と計算機シミュレーションの結果を報告する。

2. 超高エネルギー領域でのニュートリノの相互作用

2.1. クォークレベルでのニュートリノ深非弾性散乱断面積

ニュートリノは弱い相互作用しか行わない素粒子であるため、地球でも容易に通り抜けてしまうと言われている。しかし、素粒子の標準模型では電磁相互作用と弱い相互作用は一つに統一され、低エネルギー領域で弱い相互作用が小さいのは、ウィークボソン（WとZ）の質量が大きい（陽子の約100倍の質量）ためであることが明らかになっている。従って、ウィークボソンの質量 M を上回る高エネルギー領域においては、ニュートリノと物質の相互作用は十分に強くなる。素粒子反応では、相互作用の大小を表すために断面積（ σ と表記）と呼ぶ量を使う。イメージとして、的にボールをぶつけるとき、的が幾何学的に大きければ当たりやすいが、そのように換算して相互作用の強さを表している。次に、断面積からニュートリノの平均自由行程（ R と表記）が導かれる。 R は、ある密度の物質中をニュートリノが進むとき、物質と反応する平均距離を表す。もし R が地球の大きさよりもはるかに大きいなら、いくらニュートリノ・ビームを照射しても、地球にある核分裂性物質が反応することはまずないが、仮に R が地球直径程度（ 10^4km 程度）以下であれば、ニュートリノにより核分裂性物質を無力化することが可能となる。すぐわかるように、 R は σ に逆比例する。よって、まず素粒子反応に関する理論から見積もらなければいけないのは、ニュートリノの断面積 σ であり、それから、地球の物質密度などを考慮して平均自由行程 R を決めることになる。超高エネルギーで σ が大きくなることにより、 R を目標値（ 10^4km 程度）にできることが、この核兵器無力化技術のポイントなのである。

物質は原子からできており、原子は原子核と電子から成る。原子核は陽子(p)と中性子(n)の結合状態である。実は、後の式でわかるように、断面積は標的の質量に比例する。電子の質量は核子(p, nの総称)の質量 m_N の1800分の1でしかないため、以下では原子核を標的と考える。核子はクォーク（一般に q と表記）の結合状態であるので、結局ニュートリノとクォークの断面積を計算すれば良いことになる。さきの小林-益川理論のノーベル賞受賞により一般にも広く知られるようになったが、クォークは6種類ある。これをアップ型(u, c, t)とダウン型(d, s, b)に分けておき、表記の場合、しばしばu, dをそれぞれの代表とする。核子の中では、これらのクォークは一定の運動量分布を持っており、それを $q(x)$ と表記する。ここで x = (クォー

クの運動量) / (核子の運動量) である。また $y = (\text{ニュートリノが衝突で失うエネルギー}) / (\text{ニュートリノのエネルギー})$ とする。この x, y は定義から 0 と 1 の間の数である。

ニュートリノとクォークの相互作用は荷電反応(CC: $\nu + d \rightarrow e^- + u$ など)および中性反応(NC: $\nu + u \rightarrow \nu + u$ など)がある。その断面積 σ は以下の式で計算される。

$$\sigma = \sigma_0 \int dx dy \frac{M^2 s}{(Q^2 + M^2)^2} \sum_q c_q k(y) x q(x)$$

ここで、 M は CC (NC) のとき W (Z) の質量、 $\sigma_0 = G_F^2 M^2 / 2\pi$ 、 $s = 2m_N E_\nu$ でニュートリノのエネルギー E_ν に比例する量、 $Q^2 = xys$ 、 c_q はクォークの種類できまる 1 程度の定数、 $k(y)$ は 1 または $(1-y)^2$ であり、和はすべての可能な反応するクォークの種類についてとっている。この断面積を計算するためにクォークの分布関数 $q(x)$ が重要であることを留意しておく。それは、諸種の高エネルギー実験の結果、ライブラリとして与えられている。分布関数 $q(x)$ については次の 2 点の補正を考慮しなくてはならない。すなわち QCD 補正 (2.2 節) と原子核の効果(2.3 節)である。

2.2. ニュートリノ-核子深非弾性散乱におけるQCD効果

素粒子の相互作用では、量子効果の補正を正しく取り入れることが不可欠である。このため分布関数 $q(x)$ の値が変化し、それにより平均自由行程 R が影響を受ける。原子核の内部で働く強い相互作用を記述する力学は QCD (quantum chromo-dynamics:量子色力学) と呼ばれる。これは、電磁相互作用について電子・光子系で大成功を収めた QED (quantum electro-dynamics:量子電気力学) に倣って命名された。電子が電磁的な電荷を持つのに相応して、クォークは強い相互作用の源である強い力の電荷を持ち、それを通称で色 (color) 電荷と呼ぶ。QED での光子に対応する、強い力を媒介する粒子をグルオンと呼ぶ。光子が電氣的に中性であるのに対して、グルオンは自身が色電荷を持ち、QED では存在しない自己相互作用を行う。強い力の故に、基本素材としてのクォーク・グルオンと実在する原子核は、牛乳とチーズのように一見ただけでは同じ起源とは思えない。色を持つクォークが原子核の中に閉じ込められていることを完全に第一原理から証明することは、まだ完成しておらず、2000 年にクレイ研究所が 100 万ドルの懸賞金をかけた 7 つの難問の一つとなっている。(ちなみに、この 7 つの難問の一つが最近解決され、解決者ペレルマン博士の受賞拒否と謎の隠遁で余計有名となったポアンカレ予想である。)

QCDでは結合定数が大きいため、単純な摂動計算(級数展開による逐次近似)では、補正をうまく制御できない。QCDの力学に基づき、クォークはクォークとグルオンに分岐し、グルオンはクォークと反クォークに分岐する。尚、このように扱う場合、クォークとグルオンを総称してパートンと呼ぶ。このとき、平行な方向への分岐が大きな寄与を与えるので、それを全次数にわたって総和する方法が開発された。分岐で運動量が分配されるため、 $q(x)$ は一定の分布

ではなく、エネルギースケール $Q^2 = sxy$ に依存した関数 $q(x, Q^2)$ となる。このスケール依存性は文献[7]などにある手法で計算することができる。例えば、クォークの分布は

$$\frac{d}{dt} q(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} [P_{qq}(y)q(x/y, Q^2) + P_{qg}(y)g(x/y, Q^2)]$$

となる。ここで、 $g(x, Q^2)$ はグルオンの分布関数、 P は QCD より計算される分岐関数、時間のように見える量は $t = \log(Q^2 / \Lambda^2)$ である。なお Λ は QCD の結合の強さを決めるパラメタである。エネルギースケールを上げるほど分岐が繰り返し起きるため、 Q^2 の上昇とともに分布は $x = 0$ の方向に変移していく。スケール依存性の結果、クォークの分布だけではなく、核子内のグルオンの分布も必要となってくる。また、核子の中には本来、u, d クォークだけがあったのだが、このスケール依存性により、他の重い s, c, b などのクォークも現れ「海の」クォークと呼ばれる。定量的な分析の結果、これらの重いクォークの寄与も超高エネルギー領域では重要となってくることが分かった。

図1にこの QCD 効果を取り入れた平均自由行程 R の計算結果を示すが、ニュートリノのエネルギーが数 100TeV 程度になると、 R は目標値（ 10^4km 程度）になることが示された。

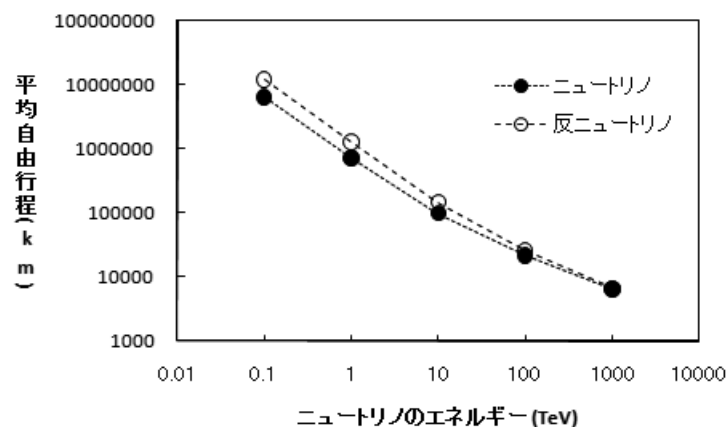


図1 ニュートリノのエネルギーと平均自由行程の関係。QCD効果を取り入れたクォーク分布はCTEQ5Lモデル[8]を用いた。黒丸がニュートリノの場合、白丸が反ニュートリノの場合である。

2.3. ニュートリノ-原子核深非弾性散乱における原子核効果

ここまでの我々の研究段階では、この原子核効果の計算は全く行なっていない。より高精度の計算を行なっていく上では必要になるものであって、次の段階の取り組みと考えている。

3. 核兵器バスターの現象論と数値計算

ここより先では、モンテ・カルロ計算法に基づいた計算機シミュレーションについて説明する。扱うべき物理的過程を分類した後、計算結果を述べる。

3.1. 物理的過程の分類

基本となる現象は非常に幅が広く、ニュートリノの入射エネルギー 1PeV から核分裂性物質中で生じた熱中性子のエネルギー数 meV に至るまで、実に 18 桁にも及ぶエネルギースケールの全く異なる現象を扱わなければならない。この広範なエネルギー領域の物理的過程の全てを厳密に扱う事は容易ではないが、主な寄与をする反応過程は取り込まなければならない。その取り込みを段階的に実行する上で、次の 5 つの領域にエネルギーに応じて分類することにする：

1. 超高エネルギー領域: $100\text{TeV} \sim 1\text{PeV}$

巨大ミュオン粒子加速器から放出されるニュートリノのビーム・エネルギーは 100TeV を超える非常に高いエネルギーをもち、物質中の原子核との深非弾性散乱過程により多量の高エネルギーハドロン群を生成する。このエネルギー領域では、パートンモデルにより反応断面積が計算されるが、前節で述べたように QCD 効果や原子核効果が大きな寄与をするため、より精度の高い取り扱いが重要となる。

2. 高エネルギー領域: 数 $\text{GeV} \sim 100\text{TeV}$

上記の 1. の過程で生じたハドロン群は、核兵器の周囲の物質中で高エネルギーのハード散乱およびソフト散乱を繰り返しながら物質中を 10m 程度の距離にわたって輸送される。その輸送過程において新たに生成されたハドロンや光子などの二次的・三次的な粒子の総数は増大しつつ、各粒子のエネルギーは徐々に下がっていく。エネルギーが数 GeV 程度までのハード散乱はパートンモデルで、ソフト散乱は Gribov-Regge 理論[9-10]に基づいて事象生成される。このエネルギー領域においても QCD 効果や原子核効果が実質的な寄与をする。

3. 中間エネルギー領域: $100\text{MeV} \sim$ 数 GeV

数 GeV 以下の中間エネルギー領域になると、パートンモデルから核子の集合体として原子核を扱う核反応モデルへと切り替わることになる。上記の 1. と 2. の領域とは異なり、この領域では Bertini モデルとよばれる核内カスケードのモデルを基本として事象が生成されることになる。

4. 低エネルギー領域: $100\text{meV} \sim 100\text{MeV}$

この領域では、原子核の構造が反映するようになり、核反応過程が複雑になってくる。光子が原子核に入射して光核反応などを引き起こすが、精度の良い理論計算が低エネルギー領域ではかなり難しくなってしまう。この領域では理論計算に代わって、核反応断

面積の測定データを適当にパラメトライズして得られる「評価済み核データ」というものを用いると、諸々の核反応が比較的精度良く事象生成される。

5. 超低エネルギー領域: 100meV 以下

この領域は「熱領域」と呼ばれ[11]、輸送される粒子群はほぼ全てが中性子と光子になる。中性子の速度分布は、物質中での(非)弾性散乱や核反応を繰り返す過程を通じて物質の温度で決まるマクスウェル分布となり熱平衡状態に至る。中性子は捕獲反応断面積が大きくなるために原子核に捕獲され、不安定となった原子核は温度で決まるスペクトルに従って粒子群を放出する蒸発過程が起きる。また、核分裂性物質中では核分裂連鎖反応も起きるようになり、原子炉と同様に多量の熱が発生する。

以上の5つに分類した過程全部を高精度で計算できるシミュレーション・コード体系は存在しない。そのようなコード体系を完成させることは本研究の大目標である。次節では、既存のコード体系を複合的に組み合わせることにより、これまでに得られた中間段階の計算結果を述べることにする。

3.2. 計算機シミュレーションの結果

前節で説明した5つのエネルギー領域の事象を高精度で生成できるようなコード体系は存在しないが、精度にこだわらなければ、既存のモンテ・カルロ計算コードを複数組み合わせる事により一応の結果を出す事はできる。試行的なモデルケースとして、事象生成コード HERWIG6 [4]により 1.の超高エネルギーの反応過程の事象を生成し、それに引き続いて 2.と 3.のハドロン輸送を高エネルギー輸送計算コード MARS15 [5]で行い、さらに 4.と 5.の低エネルギー中性子と光子の輸送を中性子輸送計算コード MCNP [6]で行う、という三段階の事象生成・輸送計算過程を通じて出力を得る事を試みた[12]。

このケースは、高エネルギーニュートリノが数メートル程の厚さの遮蔽物質に囲まれた核兵器の体系に入射して前節の 1.の過程により高エネルギーハドロンを生成し、引き続いて 2.から 5.の輸送過程全体を通して発熱反応が引き起こされる状況である。

このケースの出力として、体系中の各点における熱量付与 (heat deposition) を計算した。その結果が図 2 に示してある。この図は体系全体における熱量付与の空間分布のうち、特に Pu-239 コアの近傍を拡大したものである。コア内部では核分裂連鎖反応が生じたために熱量付与値が大きくなっている事がはっきりと見てとれる。

照射する超高エネルギーニュートリノビームの強度が十分であれば、上記の発熱によって Pu-239 コアと U-235 タンパーを取り囲む TNT 火薬が発火点に達する。その結果、核爆弾は未熟爆発 (或は早期爆発) と呼ばれる現象により壊れてしまう。これは全面的核爆発の数%程度の出力の核爆発によって核爆弾自体が壊れてしまう現象で、比較的安全な無力化の方法である

ことが文献[3]により示されている。

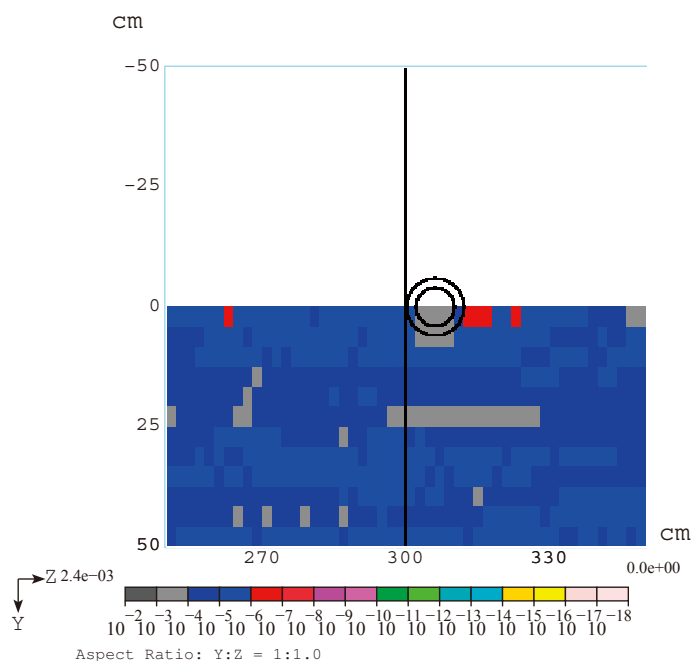


図 2: 前節で分類した 1.から 5.の高エネルギー反応およびハドロン・光子の輸送過程を計算した後に得られた熱量付与[GeV/gram] の空間分布の様子。図の左側から超高エネルギーニュートリノが 1PeV のエネルギーで直線的に入射した場合の輸送計算の結果。真ん中付近にある二重丸内部の球体が Pu-239 のコアでその周りの球殻が U-238 のタンパー（原爆コアの補強材）を表す。コア内部での熱量付与値が大きくなっているのは、そこで核分裂連鎖反応が生じたためである。

4. まとめと展望

本研究において我々は、超高エネルギーのニュートリノ・ビームを用いて地球の任意の場所にある核爆弾を無力化する核兵器バスターという技術を提案した。ニュートリノ・核子の深非弾性散乱の断面積を QCD 効果の高次の精度まで計算し、地球内部を通過する時のニュートリノの平均自由行程を求めた。さらに HERWIG6, MARS15, MCNP という三種類のモンテ・カルロコード体系を組み合わせる計算機シミュレーションを実行し、ニュートリノが核兵器を含む核分裂系に生じる発熱量を評価した。その結果、1PeV の超高エネルギーのニュートリノ・ビームを十分な強度で照射した場合、その発熱により核兵器が未熟爆発により壊れてしまうことが示せた。現段階では精度の低い計算結果しか得られておらず定性的なレベルの結果でしかないが、理論的には十分に可能性があると云える。

今後の課題として、より高い精度でニュートリノの平均自由行程の理論計算と計算機シミュ

レーションを実行し、発熱量の値を定量的に十分な精度で評価して、我々の提案を理論的に実証していかなければならない。そのためには、次の点でさらなる改良を要する：

1. ニュートリノの深非弾性散乱での QCD 補正についてより高次の効果の取り込み
2. ニュートリノと原子核の深非弾性散乱における原子核効果の取り込み
3. ニュートリノと Pu-239(或は U-235)の深非弾性散乱過程の事象生成コードの設計
4. 高エネルギーのソフト散乱過程のモデル化とその事象生成コードの設計
5. 高エネルギーハドロンの核分裂性物質中での反応過程モデルの高精度化
6. これら全ての過程を実現する事象生成および輸送計算コードの設計・実装・統合

すなわち、素粒子物理学、原子核物理学、中性子物理学および原子炉物理学の幅広い領域にわたって理論計算と事象生成・輸送計算コードの精度を上げなければならない。

このような高精度の計算機シミュレーションを行うことがこれからの理論的課題であるが、そのためには素粒子物理学、原子核物理学、中性子物理学、原子炉物理学、さらに放射線科学と加速器科学といった分野が有機的に結ばれた複合的な研究分野を構築する必要がある。この複合的研究分野の進展が、核兵器廃絶を学術的・技術的に推進する原動力になることを心より願う次第である。

謝辞

本研究を推進するにあたっては多くの方々から有益な助言やコメントを頂いた。特に、ニュートリノの平均自由行程を計算する上で具体的な説明を頂いた阿部哲夫氏、中性子輸送計算コードを使用するに当たり多くの助言を頂いた佐波俊哉氏に深く感謝致します。

参考文献

- [1] R. Serber, “*The Los Alamos Primer—The First Lectures on How to Build an Atomic Bomb*”, University of California Press (1992).
- [2] ダグラス・フランツ, キャスリン・コリンズ著, 早良哲夫訳, 『核のジハード -- カーン博士と核の国際闇市場』(作品社) 2009 年 9 月.
- [3] H. Sugawara, H. Hagura and T. Sanami, “*Destruction of Nuclear Bombs Using Ultra-High Energy Neutrino Beams*”, hep-ph/0305062 (2003).
- [4] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour and B. R. Webber, “*HERWIG 6: an event generator for Hadron Emission*

Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)”,

Cavendish-HEP-99/03, CERN-TH/2000-284, RAL-TR-2000-048.

- [5] 輸送計算コード MARS については以下のサイトに開発者による詳しい説明がある:
<http://www-ap.fnal.gov/MARS/>
- [6] Judith F. Briesmeister, editor, *MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 4B*, March 1997, LA-12625-M, UC 705 and UC 700.
- [7] K. Kato, Y. Shimizu and H. Yamamoto, Progr. Theor. Phys. 63 (80) 1295.
K. Kato, Y. Shimizu, Progr. Theor. Phys. 64 (80) 703; 68 (82) 862.
- [8] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Collaboration], “*Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*”, Eur. Phys. J. C12 (2000) 375.
- [9] V. N. Gribov, “*A reggeon diagram technique*”, Sov. Phys. JETP 26 (1968) 414.
- [10] T. Regge, “*Introduction to complex orbital momenta*”, Nuovo Cimento 14 (1959) 951.
- [11] K. H. Beckurts and K. Wirtz, “*Neutron Physics*”, published in 1958 in German and translated by L. Dresner in 1964, Springer-Verlag.
- [12] J. Fujimoto, H. Hagura, K. Kato, Y. Shimizu and H. Sugawara, “*Hazardous Effects of UltraHigh-Energy Neutrinos on Fissile Systems*”.